

# ИЗСЛЕДВАНЕ ХАРАКТЕРИСТИКИТЕ НА РАЗВИТО НАПОРНО ТУРБУЛЕНТНО ТЕЧЕНИЕ В УЧАСТЬК НА ВНЕЗАПНО РАЗШИРЕНИЕ

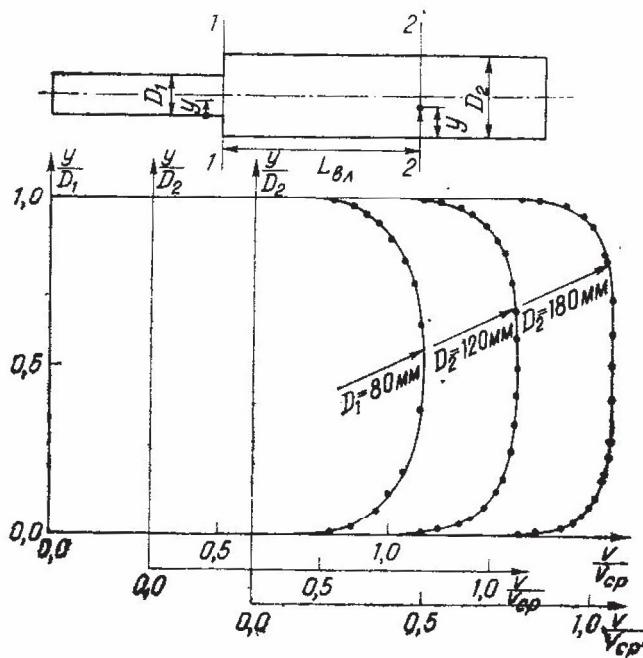
Иван С. Иванов

Характеристиките на развито напорно турбулентно течение в участък на внезапно разширение са почти неизучени. Съществуват теоретични разработки [1, 1], които дават възможност да се определи величината на енергията, която потокът губи при преминаването му през участъка на разширението, но тези разработки не отчитат някои специфични особености на течението, вследствие на което те са неточни. За да се вземат под внимание характерните особености на течението в участъка на внезапното разширение, при решаване на някои практически задачи, в частност при определяне величината на хидравличните загуби, ще анализираме характера на течението в цилиндричен напорен тръбопровод с внезапно разширение (фиг. 1), като изследваме експериментално някои параметри на потока. За характерен параметър на потока ще приемем налягането  $P$ .

Налягането на потока в участъка на внезапното разширение както по дължина, така и по напречно сечение съществено се изменя. Във входното сечение на внезапното разширение хидродинамичното налягане очевидно се разпределя по хидростатичния закон, тъй като относителният профил на скоростта на потока в това сечение е постоянен и съответствуващ на развитото турбулентно течение, (фиг. 1, табл. 1) (строго погледнато, устойчив профил на скоростта и налягането е налице не в сечението 1—1 с площ  $F_1$ , а в сечението, намиращо се на разстояние  $(1,5 \div 2)D_1$  от входното сечение 1—1). По същия закон се разпределя и налягането в сечението на участъка на внезапното разширение, където потокът завършва изменението на своята кинематична структура, т. е. в края на хидродинамичното разширение на потока. В границите между тези две сечения с устойчива структура на потока както в магистралния поток, така и в зоната на активното вихрообразуване, разпределението на хидродинамичното налягане по сечението съществено се отклонява от хидростатичния закон.

Ако анализираме изменението на енергията на потока по дължината на разширението между сеченията с устойчива структура на полето на скоростта, ще видим, че кинетичната ѝ компонента, т. е. енергията на движението, относително кинетичната енергия във входното

сечение намалява. Като предположим, че така освободената кинетична енергия изцяло не се изразходва за преодоляване на хидравличните загуби, то по дължината на участъка на хидродинамичното изменение на скоростта в ядрото на потока статистическото налягане непрекъс-



Фиг. 1. Изменение на относителната скорост на потока във входното сечение на внезапното разширение  $\left(\frac{y}{D_1}\right)$  и в сечението в участъка на внезапното разширение  $\left(\frac{y}{D_2}\right)$ , къде-то потокът е стабилизиран, при  $Re$  на входа  $(1,5-2,1) \cdot 10^5$

нато нараства, достигайки максимална стойност в сечението, където потокът се стабилизира.

В зоната на активното вихрообразуване, на участъка между стените на тръбопровода и ядрото на потока, налягането по сеченията не се подчинява на хидростатичния закон. Характерът и интензитетът на изменението на хидростатичното налягане очевидно се обуславя от кинематичната структура на потока във вихровата зона; тази структура е изключително сложна и за съжаление недостатъчно изучена. В тази вихрова зона във вектора на скоростта на всяка водна частица вихровата компонента по величина преобладава над постъпателната. В тази зона отделянето на водна маса от ядрото на магистралния поток и въртеливото движение на частиците или група частици около една и съща ос се наблюдава даже с невъоръжено око.

При преминаването на потока от входното сечение с площ  $F_1$  в разширеното сечение на тръбопровода движението на определена дъл-

жина от сечението 1—1 не се реализира по закона за непрекъснатостта на течението по цялото сечение на тръбопровода, но течението по оста на тръбопровода е непрекъснато. На участъка на внезапното разширение ярко са очертани две зони на кинематична структура на потока: ядро на течението, разположено по оста на тръбопровода, и вихрова зона, разположена между ядрото и стените на тръбопровода. Движението на потока в ядрото, в участъка на разширението, се характеризира не само с постепенно преобразуване на част от кинетичната енергия в потенциална, но и с активно вихрообразуване по периферията на ядрото и непрекъснатото отделяне на определени количества водна маса, която в зоната между ядрото и стените на тръбопровода формира сложно вторично течение. Вторичното течение в близост до контура на тръбопровода има ярко подчертана тенденция за посока против посоката на движението на потока в ядрото. Скоростта на това вторично течение е незначителна, особено в близост на тръбопровода, вследствие на което в баланса на дисипацията на енергията силите от триене по стената на тръбопровода не внасят съществено изменение, макар че те имат знак, съвпадащ с посоката на движението в ядрото на потока и тяхното влияние може да се пренебрегне.

Тази характерна особеност на течението във вихровата зона трябва да се вземе под внимание при анализа на влиянието на загубите от триене по стената на тръбопровода върху характера и степента на изменение на енергията на потока по дължината на течението.

Движението на водната маса във вихровата зона в основата си се изразява с непрекъснатия обмен на вихрови образувания с повишена и понижена кинетична енергия. Вихровите образувания с повишена кинетична енергия се отделят от основния поток и, изразходвайки своята енергия за създаване и поддържане на вторичното течение, се превръщат във вихрообразувания с понижена кинетична енергия и с налягане, по-голямо от налягането на потока в ядрото на течението, вследствие на което те отново постъпват в ядрото на потока. Този активен масов обмен между основното течение (ядрото на потока) и вихровата зона се съпровожда със загуби на механична енергия, които са част от сумарните загуби на потока при внезапно разширение.

Да се опитаме да анализираме механизма на дисипацията на енергията на потока в участъка на внезапното разширение. Известно е, че при равномерното турбулентно течение в даден тръбопровод дисипацията на енергията основно се обуславя от затормозващото действие на неподвижните стени на тръбопровода. При внезапното разширение на тръбопровода на участъка на хидродинамическото разширение на потока тангенциалните усилия на стената са насочени по течението на основния поток, тъй като вторичното течение в близост от стената на тръбопровода е насочено против основното течение. Но тъй като скоростта на това течение е много малка и като се вземе под внимание, че и градиентът на скоростта по нормалата към стената е много малък, то тангенциалните напрежения по стената на тръбопровода, на-

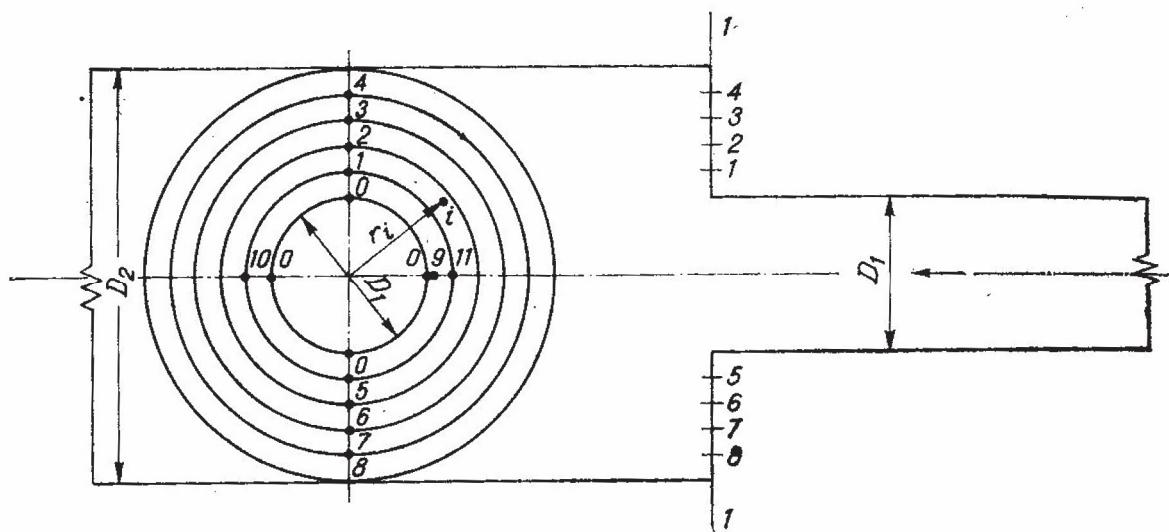
сочени по направлението на основното течение, са много малки и те практически могат да се пренебрегнат. Дисипацията на енергията на потока вследствие внезапното разширение в крайна сметка се обуславя от действието на силите на вязкостта. На участъка на внезапното разширение на потока действието на силите на вязкостта се проявява твърде различно от действието на вязкостните сили в равномерното течение. В равномерното турбулентно течение силите на вязкостта имат най-голямо значение в пограничния слой, а в ядрото на течението те са незначителни. При внезапното разширение на потока вязкостните сили имат обратното разпределение в близост до стената на тръбопровода вследствие наличието и особеността на вторичното течение те са незначителни, а в по-голямата част от вихровата зона и в ядрото на потока те са значителни. Във вихровата област вязкостните сили възникват вследствие изменението на направлението на скоростта на водните частици и непрекъснатия обмен на водна маса между вихровата зона и основния поток. В основния поток вязкостните сили имат значителна величина поради това, че на участъка на разширението е налице трансформиране на потока и непрекъсната деформация на полето на скоростта, в резултат на което кинетичната енергия на потока намалява, а потенциалната нараства.

Следователно дисипацията на енергията на потока в участъка на внезапното разширение се обуславя от работата на силите на вязкостта на флуида в основния поток и силите на вязкостта във вихровата зона. Силите на вязкостта в основния поток и във вихровата зона са вътрешни сили. Техният импулс като вътрешни сили е равен на нула, но работата им е различна от нула и е равна на величината на загубената механическа енергия на потока в участъка на внезапното разширение.

Характерът на движението на водния поток в участъка на внезапното разширение качествено и количествено може да бъде оценено, ако се разполага с диаграмата на скоростта по сеченията и с кривата на налягането на потока по контура на внезапното разширение. За съжаление такива опитни данни в литературата липсват. За да се отстрани, макар и частично, тази празнота на въздушен модел с геометрически параметри  $\frac{D_2}{D_1} = \frac{180}{80}, \frac{150}{80}, \frac{120}{80}$  и  $\frac{120}{100}$  милиметра, са проведени изследвания и са определени коефициентите на налягането на площа  $F_2 - F_1$  на входно сечение 1—1 и коефициентите на пада на налягането по стената на тръбопровода по дължината на внезапното разширение.

Опитните значения на коефициентите  $\xi'_i = \frac{P_i}{\gamma v_1^2} 2g$  в някои характерни точки  $i$  по площа  $F_2 - F_1$  на сечението 1—1 (фиг. 2) са дадени в таблица 2. От данните се вижда, че стойностите на коефициентите  $\xi'_i$  с изменението на  $R_e$  в границите от  $1,58 \cdot 10^5$  до  $2,16 \cdot 10^5$  са практи-

чески постоянни. Това дава основание да приемем, че коефициентите  $\xi'_i$  при  $Re \geq 1,58 \cdot 10^5$  не зависят от режимната характеристика на течението.



Фиг. 2. Схема на внезапно разширение с обозначение мястото на измерване на налягането по площта  $F_2 - F_1$  във входното сечение 1—1

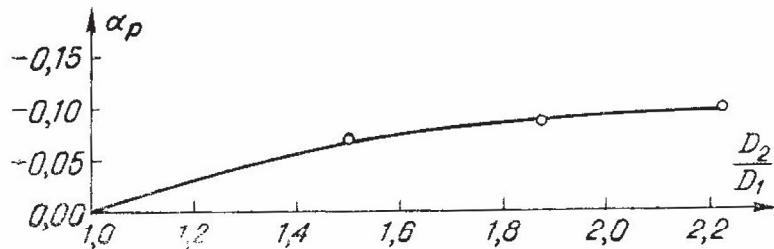
чението. Ако анализираме изменението на налягането върху площта  $F_2 - F_1$  по данните в таблицата 2, ще видим, че коефициентът  $\xi'_i$  (налягането  $P_i$ ) нараства с отдалечаването на точките  $i$  от центъра на сечението 1—1. Обаче това нарастване е незначително и може да приемем, че  $\xi'_i$  по цялата площ  $F_2 - F_1$  на сечението 1—1 е постоянен.

Интересно е да се знае дали средният коефициент на налягането по площта  $F_2 - F_1$  не съвпада с коефициента на налягането в живото сечение на потока (сечението с площ  $F_1$ ). Ако тези коефициенти не съвпадат, то какви са отклоненията им.

Нека за стойности на коефициентите на налягането в живото сечение на потока в сечението 1—1 приемем коефициентите на налягането в точките на стената на входния тръбопровод (точките в таблицата 2, разположени на разстояние  $r_0 = 0,5 D_1$  от центъра на сечението 1—1); да отбележим този коефициент с  $\xi_{1i}' = \frac{P_{1i}}{\gamma v_1^2} - 2g$ . При осесиметричен поток коефициентите  $\xi_{1i}'$  във всички точки на входния тръбопровод имат еднакви стойности и затова в означението на коефициента индекса  $i$  ще изключим, т. е.  $\xi_{1i}' = \xi'_i$ .

Дотолкова, доколкото кинематичната структура на потока в живото сечение с площ  $F_1$  съществено се отличава от структурата на течението във вихровата зона по площта  $F_2 - F_1$ , очевидно е, че коефициентите  $\xi'_i$  по площта  $F_2 - F_1$  ще се отличават по величина от коефициентите  $\xi'_i$ . Ако анализираме опитните данни в таблиците, където стойността на  $\xi'_i$  е равна на стойността  $\xi'_1$  при  $i = 0$ , ще видим, че коефициен-

тите  $\xi'_i$  са по-малки от коефициентите  $\xi_i'$ . Разликата  $\alpha_{pi} = \frac{P_1 - P_i}{\gamma v_1^2} 2g = \xi'_i - \xi_i'$  зависи от отношението на площите  $1 \geq F_1 : F_2 \geq 0$ , т. е. от



Фиг. 3. Изменение на коефициента  $\alpha_p = \frac{P_1 - P_{cp}}{\gamma v_1^2} 2g = \xi'_i - \xi'_{cp}$  с изменение на геометрическите параметри на внезапното разширение

$D_2 : D_1$ , построен по усреднени данни в таблица 2.

$P_1$  — налягане на потока в сечението 1—1 с площ  $F_1$ .

$P_{cp}$  — средно налягане на площта  $F_2 - F_1$  в сечението 1—1,

$\xi'_i$  — коефициент на налягането по стената на входния тръбопровод в сечението 1—1 (усреднен коефициент в точката  $i=0$ , по данни в таблица 2)

$\xi'_{cp}$  — коефициент на усредненото налягане по площта  $F_2 - F_1$  в сечението 1—1

степента на внезапното разширение. С нарастването на  $F_1 : F_2$  намалява абсолютната величина на коефициента  $\alpha_{pi}$  и в граничния случай  $F_1 : F_2 = 1$ , т. е.  $\alpha_{pi} = 0$ .

Тъй като коефициентът  $\xi'_i$  по площта  $F_2 - F_1$  се изменя незначително, то нека за характеристика на налягането върху тази площ приемем средното значение на коефициентите, т. е.  $\xi'_{cp}$ . В такъв случай за стойност на коефициента  $\alpha_p$  ще получим

$$(1) \quad \alpha_p = \frac{P_1 - P_{cp}}{\gamma v_1^2} 2g = \xi'_i - \xi'_{cp}.$$

Изменението на  $\alpha_p$  във функция от  $\frac{D_2}{D_1}$  по опитни данни е показано на фиг. 3. От кривата се вижда, че при  $\frac{D_2}{D_1} > 2,25$  коефициентът  $\alpha_p$  нараства много слабо и практически може да се приеме, че  $\alpha_p$  при  $\frac{D_2}{D_1} > 2,25$  е равно на  $\alpha_p$  при  $\frac{D_2}{D_1} = 2,25$ .

Ако сравним значението на коефициентите на налягането по стената на входния тръбопровод в непосредствена близост от сечението 1—1 (точките на измерване на налягането са разположени по параметъра на тръбопровода перпендикулярно на оста на течението), ще ви-

дим, че тези коефициенти не са постоянни. Това показва, че внезапното разширение се отразява не само върху величината на коефициентите на налягането по площта  $F_2 - F_1$  в сечението 1—1, но и върху характеристиките на потока във входното сечение и по сеченията на известно разстояние от сечението 1—1 против течението на потока, т. е. внезапното разширение оказва влияние върху характеристиките на потока както в участъка на разширението, така и пред разширението. Това безспорно трябва да се вземе под внимание, когато се изследват характеристиките на потока, тъй като дисипацията на енергията вследствие изменението на някои параметри на течението и на участъка пред входа на разширението трябва да се отнесе към влиянието на внезапното разширение.

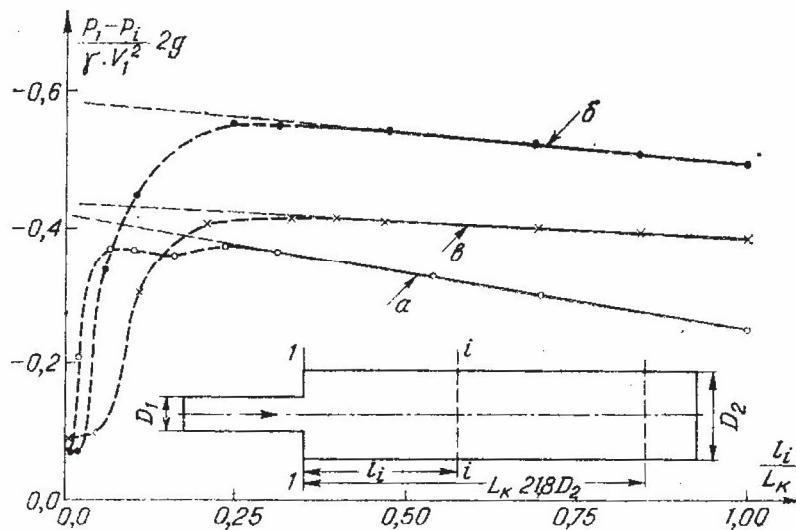
Да анализираме изменението на налягането по стената на тръбопровода в участъка на внезапното разширение. Ако от налягането във входното сечение на потока  $P_1$  извадим налягането на стената в сечението  $i-i$ , разположено на разстояние  $l_i$  от входното сечение 1—1, и получението пад  $\Delta P_i = P_1 - P_i$  разделим на  $\gamma \cdot v_1^2 / 2g$ , ще получим така наречения коефициент на пада на налягането по стената на тръбопровода в сечението  $i-i$  относително налягането във входното сечение на потока, т. е.

$$(2) \quad \xi'_i = \frac{P_1 - P_i}{\gamma \cdot v_1^2} \cdot \frac{2g}{}$$

Така въведенния коефициент на пада може да приемем като характеристика на налягането на стената на тръбопровода в участъка на внезапното разширение. Да се оперира с този коефициент има и това достойнство, че величината му зависи само от режимната характеристика на течението и от грапавостта на стената на тръбопровода. При развито турбулентно течение  $\xi'_i$  не зависи от режимната характеристика на течението  $R_e$ . Неговото изменение на дължината на тръбопровода при стабилизирано турбулентно течение (течение с постоянно поле на скоростта по дължината на тръбопровода) зависи само от грапавината на стените на тръбопровода. В случаи при тръбопроводи с постоянна грапавина по дължината коефициентът на пада е линейна функция от дължината. Това характерно свойство на коефициента на пада дава възможност при изследване характеристиките на потока в участъка на внезапното разширение по кривата  $\xi'_i(l_i)$  да се определи дължината на деформацията на потока, която дължина практически може да възприемем и като дължина на вихровата зона.

На фиг. 4 и в таблица 3 е показано изменението на коефициента  $\xi'_i$  по дължината на тръбопровода в участъка на внезапното разширение. За да бъдат опитните данни сравняеми, изменението на коефициента на пада е дадено във функция от относителната дължина  $l_i : L_k$ , където  $L_k = 21,8 D_2$ .

Ако анализираме кривата  $\xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} \right)$ , ще видим, че в участъка на внезапното разширение съществуват три зони на изменение на коефи-



Фиг. 4. Изменение на коефициента на пада на налягането по стената на тръбопровода в участъка на внезапното разширение

а)  $\frac{D_2}{D_1} = 1,2$  ( $D_1 = 100$  мм;  $D_2 = 120$  мм); б)  $\frac{D_2}{D_1} = 1,5$  ( $D_1 = 80$  мм;  $D_2 = 120$  мм); в)  $\frac{D_2}{D_1} = 2,25$  ( $D_1 = 80$  мм;  $D_2 = 180$  мм) (кривите б и в са построени по усреднените значения на коефициентите на пада в таблицата 3, а кривата а — по опитни данни при  $Re$  на входа  $1,75 \cdot 10^5$ )

циента на пада: от началото (входно сечение) на внезапното разширение на разстояние  $0 \leq \frac{l_i}{L_k} < 0,025$  (горната граница е невъзможно да се определи точно) коефициентът  $\xi'_i$  е почти постоянен и равен по стойност на коефициента на пада в точките на параметъра на срежението на тръбопровода с диаметър  $D_2$  с площта  $F_2 - F_1$  на сечението 1–1. В точката  $l_i = 0$  на тази зона между коефициентите  $\xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} = 0; \frac{F_1}{F_2} \right)$  съществува зависимостта:

$$\begin{aligned} \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} = 0; \frac{F_1}{F_2} = 0,198 \right) &< \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} = 0; \frac{F_1}{F_2} = 0,445 \right) \\ &< \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} = 0; \frac{F_1}{F_2} = 0,694 \right) < \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k} = 0; \frac{F_1}{F_2} = 1 \right). \end{aligned}$$

Извън пределите на тази зона коефициентът  $\xi'_i$  започва силно да намалява, т. е. налягането  $P_i$  нараства. Процесът на намаляването на

кофициентите  $\xi'_i$  завършва в точката  $\frac{l_i}{L_k}$ , която при развито турбулентно течение на потока зависи от степента на внезапното разширение  $\frac{F_1}{F_2}$ . Зад точката  $\frac{L_{\text{вл}}}{L_k}$ , т. е. при  $\frac{l_i}{L_k} > \frac{L_{\text{вл}}}{L_k}$ , кофициентът  $\xi'_i$  започва да се изменя линейно вследствие влиянието на касателните напрежения по стената на тръбопровода. В границите на втората зона между кофициентите  $\xi'_i$  съществува зависимостта:

$$\xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k}; \frac{F_1}{F_2} = 0,198 \right) > \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k}; \frac{F_1}{F_2} = 0,445 \right) > \xi'_i \left( \frac{l_i}{L_k}; \frac{F_1}{F_2} = 0,694 \right).$$

Тук изменението на кофициента  $\xi'_i$  е твърде интензивно и сложно, особено в началото на зоната, където движението на масата течност във вихровата област е най-активно. В края на зоната интензивността и своеобразността на изменението на  $\xi'_i$  намалява и в точката  $\frac{L_{\text{вл}}}{L_k}$  преминава в линейна закономерност на изменения, съответствуваща по структура на установеното развито турбулентно течение в праволинеен цилиндрически тръбопровод с диаматър  $D_2$ .

Както беше подчертано по-горе, дължината на вихровата зона  $L_{\text{вл}}$  (дължината на кинетичното изменение на потока при внезапното разширение) зависи от геометричната характеристика на разширението. При внезапно разширение на развит осесиметричен турбулентен поток дължината на вихровата зона достатъчно точно може да се определи посредством следната емпирическа формула:

$$3) \quad L_{\text{вл}} = 25 D_2 \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right) e^{-1,1 \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right)}$$

Разчетните стойности на  $L_{\text{вл}}$  по (3) имат в границите на изменението на  $F_1:F_2$  от единица до 0,198 добро съвпадане с опитните. В случая, когато  $\frac{F_1}{F_2} < 0,198$ , точността на формулата (3) не е проверена.

Опитните резултати дават възможност да внесем някои корекции в досега съществуващите формули за определяне на кофициента на местните хидравлични загуби при внезапно разширение. За обема течност, затворен между сеченията 1–1 и 2–2, предполагайки, че сечението 2–2 е разположено на разстояние  $L_{\text{вл}}$  от сечението 1–1, където потокът е стабилизиран и влиянието на внезапното разширение е изчерпано, от уравнението за количеството на движение намираме:

$$(4) \quad P_{1,1} F + \int_{F_2-F_1} P dF - P_2 F_2 + \int_0^{L_{\text{вл}}} \tau s dx = \alpha'_2 v_2^2 F_2 \rho - \alpha'_1 v_1^2 F_1 \rho,$$

където:

$P_i = \frac{1}{F_i} \int_{F_i} P dF$  е средно статическо налягане по сечението  $F_i$ ,

$\alpha'_i = \frac{\int_{F_i} u^2 dF}{v_i^2 \cdot F_i}$  — коефициентът на количеството на движение на потока в сечението  $i-i$ ,

$v_i$  — средна скорост на потока в сечението  $i-i$ ,

$\tau = \frac{1}{s} \int \left( \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right)_{r=0.5 D_2}$  — средна, по периметъра на тръбопровода стойност на тангенциално напрежение на потока,

$s = \pi D_2$  — периметър на тръбопровода в участъка на внезапното разширение,

$\rho$  — плътност на флуида, която приемаме, че е една и съща за течението между сеченията  $1-1$  и  $2-2$ ,

$\mu$  — коефициент на динамическата вязкост на флуида.

Ако приемем, че средното статическо налягане в сеченията  $1-1$  и  $2-2$  съвпада с налягането на стената в тези сечения, и изразим налягането върху площта  $F_2 - F_1$  в сечението  $1-1$  посредством налягането  $P_1$  с помощта на израза

$$(5) \quad P = P_1 - \alpha_p \frac{v_1^2}{2g} \gamma,$$

то за интеграла  $\int_{F_2-F_1} P dF$  от (4) намираме:

$$(6) \quad \int_{F_2-F_1} \left( P - \alpha_p \frac{v_1^2}{2g} \gamma \right) dF = P_1 (F_2 - F_1) - \frac{v_1^2}{2g} = \int_{F_2-F_1} \alpha_p dF.$$

Като заместим така намерената стойност на интеграла в уравнението (4) и вземем под внимание, че  $v_1 F_1 = v_2 F_2$ , след като направим някои несложни преобразования, ще получим:

$$(7) \quad \frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = \frac{v_1^2}{2g F_2} \int_{F_2-F_1} \alpha_p dF - \frac{1}{F_2} \int_0^L \tau s dx + \frac{v_2}{g} (\alpha'_2 v_2 - \alpha'_1 v_1).$$

От уравнението на енергията на потока в сеченията  $1-1$  и  $2-2$ , имаме

$$(8) \quad \int_{F_1} \left( \frac{P}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \right) v dF - \int_{F_2} \left( \frac{P}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \right) v dF = \Delta E_{1-2}$$

и при приетото предположение за постоянство на налягането по сечението  $F_1$  и  $F_2$  намираме

$$(9) \quad \frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} - \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} + \Delta \Theta_{1-2},$$

където

$$\alpha_i = \frac{\int_{F_i} u^3 dF}{v_i^3 F_i} \quad \text{— коефициент на неравномерността на полето на скоростта на потока по сечението } i-i,$$

$$\Delta \Theta_{1-2} = \frac{\Delta E_{1-2}}{Q} \quad \text{— относително сумарна загуба на енергията на потока при преминаването му от сечението 1-1 до сечението 2-2.}$$

От уравненията (7) и (9), като изключим  $\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma}$ , за определяне на  $\Delta \Theta_{1-2}$ , ще получим израза:

$$(10) \quad \Delta \Theta_{1-2} = \frac{v_1^2}{2g} \left( \alpha_1 + \frac{1}{F_2} \int_{F_2-F_1} \alpha_p dF \right) - \frac{v_2^2}{2g} \alpha_2 + \frac{v_2}{g} (\alpha_2' v_2 - \alpha_1' v_1) - \frac{1}{F_2} \int_0^{L_{1-2}} \tau s dx.$$

Ако лявата и дясната страна на (10) разделим на  $\frac{v_1^2}{2g}$  и направим съответните преобразования, ще получим:

$$(11) \quad \xi_{1-2} = \alpha_1 + \frac{1}{F_2} \int_{F_2-F_1} \alpha_p dF - \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^2 (\alpha_2 - 2\alpha_2') - 2\alpha_1' \frac{V_2}{V_1} - \frac{2g}{v_1^2 F_2} \int_0^{L_{1-2}} \tau s dx,$$

където

$$\xi_{1-2} = \frac{\Delta \Theta_{1-2}}{v_1^2} 2g \quad \text{— ще наречем коефициент на сумарните хидравлични загуби на потока при преминаването му от сечението 1-1 до 2-2.}$$

От данните в табл. 2 и направения по-горе анализ за разпределението на налягането по площта  $F_2 - F_1$  на сечението 1—1 следва, че при осесиметрично турбулентно течение коефициентът  $\alpha_p$  е практически постоянен. В такъв случай първият интеграл в израза (11) се решава и получаваме:

$$\xi_{1-2} = \alpha_1 + \alpha_p \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right) - \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^2 (\alpha_2 - 2\alpha'_2) - 2\alpha'_1 \frac{v_2}{v_1} - \frac{2g}{v_1^2 F_2} \int_0^{L_{1-2}} \tau s dx,$$

или, като вземем под внимание, че  $v_2 = \frac{Q}{F_2}$  и  $v_1 = \frac{Q}{F_1}$ ,

$$(12) \quad \xi_{1-2} = \alpha_1 + \alpha_p \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right) - \frac{F_1^2}{F_2^2} (\alpha_2 - 2\alpha'_2) - 2\alpha'_1 \frac{F_1}{F_2} - \frac{2g}{v_1^2 F_2} \int_0^{L_{1-2}} \tau s dx.$$

В (12) членът  $\frac{2g}{v_1^2 F_2} \int_0^{L_{1-2}} \tau s dx$  изразява величината на коефици-

ента на хидравличните загуби на потока от триене по дължината на тръбопровода в зоната на действието на местното съпротивление. Без да се спирате на въпроса за величината на този член, неговия знак и начин на определяне в участъка на внезапното разширение и зоната на влияние на местното съпротивление, вземайки под внимание, че  $\xi_{1-2}$  е сумарен коефициент на хидравличните загуби на потока при преминаването му от сечението 1—1 до 2—2, то от уравнението (12) е очевидно, че коефициентът на местните хидравлични загуби (загуби вследствие внезапното разширение на потока) се изразява със сбора от останалите членове на уравнението, т. е.

$$(13) \quad \xi_\mu = \alpha_1 + \alpha_p \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right) - \frac{F_1^2}{F_2^2} (\alpha_2 - 2\alpha'_2) - 2\alpha'_1 \frac{F_1}{F_2}.$$

Ако приемем, че  $\alpha_i = 3\alpha'_i - 2$  (за сечения със стабилизирано турбулентно течение), то равенството (13) приема следния вид:

$$(14) \quad \xi_\mu = \alpha_1 - \frac{1}{3} \frac{F_1}{F_2} \left( 2\alpha_1 + \alpha_2 \frac{F_1}{F_2} \right) + \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right) \left( \alpha_p - \frac{4}{3} \frac{F_1}{F_2} \right).$$

Формулата (14) може да се приеме като основна формула за определяне коефициента на дисипацията на енергията на потока вслед-

ствие внезапното му разширение. Относителната енергия на дисипациите в участъка на влиянието на внезапното разширение се определя с помощта на формулата

$$\Delta \mathcal{E}_\mu = \xi_\mu \cdot \frac{v_1^2}{2g}.$$

За да се използува формулата (14), трябва да се разполага не само с данни за стойността на коефициента  $\alpha_p$ , но и с данни за стойността на коефициентите  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . За да се определят коефициентите  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , трябва да знаем полето на скоростта на флуида в сеченията 1—1 (с площ на входното сечение на потока  $F_1$ ) и 2—2. В този смисъл използването на (14) е свързано с известни трудности, които съществено намаляват практическото значение на тази формула.

Формулата (14) значително може да се опрости (но за сметка на точността ѝ), ако се приеме  $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1$ . В такъв случай от (14), като направим съответните преобразования, получаваме:

$$(15) \quad \xi_\mu^* = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \alpha_p \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right).$$

Така получената формула (15) се отличава от известната формула на Борда, получена, без да се държи сметка за разликата в налягането на площта  $F_2 - F_1$  на сечението 1—1, по стойността на члена

$$\alpha_p \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right).$$

При развито турбулентно осесиметрично течение коефициентът  $\alpha_i$  винаги е по-голям от 1. Ако приемем, че  $\alpha_1 \approx \alpha_2$ , от (14) ще получим

$$\xi_M = \alpha_1 \left[ 1 - 2 \left( \frac{1}{3} + \frac{2}{3\alpha_1} \right) \frac{F_1}{F_2} + \left( \frac{4}{3\alpha_1} - \frac{1}{3} \right) \frac{F_1^2}{F_2^2} \right] + \alpha_p \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^*$$

или, като вземем под внимание, че при  $\alpha_1 < 1,2$  с отклонения от порядъка на  $< 1,7\%$ ,  $\left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3\alpha_1}\right)^2 \approx \frac{4}{3\alpha_1} - \frac{1}{3}$ ,

$$(16) \quad \xi_M = \alpha_1 \left[ 1 - \left( \frac{1}{3} + \frac{2}{3\alpha_1} \right) \frac{F_1}{F_2} \right]^2 + \alpha_p \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right).$$

Формула (16) дава възможност да се оцени влиянието на неравномерността на полето на скоростта на осесиметричното течение върху

\* В тръбопроводи с еднаква гранична на стените с нарастването на относителната гранична (гранична, отнесена към диаметъра) вследствие нарастването на диаметъра профилът на скоростта на потока се изостря —  $\frac{v_{max}}{v_{cp}}$  нараства.

величината на коефициента  $\xi_M$ . От (16) се вижда, че с нарастването на  $\alpha_1$  коефициентът  $\xi_M$  нараства, т. е. с нарастването на режимната характеристика на течението  $R_e$  (числото на Рейпoldс), коефициентът  $\xi_M$  намалява.

При  $\alpha_1 = 1,05$  от (16) получаваме

$$(17) \quad \xi_M = 1,05 \left( 1 - 0,94 \frac{F_1}{F_2} \right)^2 + \alpha_p \left( 1 - \frac{F_1}{F_2} \right),$$

която е значително по-точна от формулата (15).

Опитните криви на фиг. 1 потвърждават тази закономерност. Следователно при еднаква гранична, тъй като  $D_1 < D_2$ , коефициентът на неравномерността на скоростта във входното сечение  $\alpha_1$  е по-голям от  $\alpha_2$ .

Таблица 1

		$D_1 = 80 \text{ mm}$						$D_1 = 120 \text{ mm}$						$D_1 = 180 \text{ mm}$											
$y : D_1$	0,0125	0,025	0,05	0,075	0,125	0,1875	0,25	0,375	0,50	0,625	0,75	0,813	$y : D_2$	0,0083	0,0167	0,0334	0,05	0,0835	0,129	0,1665	0,25	0,334	0,416	0,50	0,584
$v : v_{cp}$	0,83	0,89	0,932	0,965	0,997	1,04	1,071	1,089	1,1	1,09	1,072	1,041	$v : v_{cp}$	0,796	0,848	0,91	0,938	0,985	1,015	1,038	1,06	1,072	1,076	1,08	1,075
						0,875	0,925	0,95	0,985	0,99							0,667	0,75	0,834	0,875	0,95	0,967	0,985	0,99	
						1,0	0,966	0,93	0,891	0,831							1,071	1,06	1,04	1,016	0,94	0,909	0,846	0,815	

$Re = (1,5 - 2,1) \cdot 10^5$  — на входа на виезапното разширение.

Таблица 2

Изменение на коефициента на налягането  $\xi_i' = \frac{P_i - g}{\gamma v_i^2}$  по площта  $F_2 - F_1$  във входното сечение 1—1 на внезапното разширение с изменение степента на разширение  $F_1 : F_2$  и характеристиката на течението  $Re$  на входа

a)  $D_1 = 80$  мм;  $D_2 = 180$  мм;  $F_1 : F_2 = 0,198$

$i$	$r_i$	$Re$	$1.88 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$	$1.92 \cdot 10^5$	$2.06 \cdot 10^5$	$2.07 \cdot 10^5$	$2.09 \cdot 10^5$
0	$0,5 D_1$		-0,408	-0,398	-0,408	-0,415	-0,41	-0,415
1	$0,6375 D_1$		-0,326	-0,308	-0,318	-0,318	-0,314	-0,318
2	$0,7875 D_1$		-0,326	-0,307	-0,313	-0,318	-0,311	-0,318
3	$0,906 D_1$		-0,321	-0,305	-0,299	-0,318	-0,309	-0,316
4	$0,025 D_1$		-0,32	-0,302	-0,309	-0,312	-0,304	-0,310
5	$0,6375 D_1$		-0,32	-0,305	-0,311	-0,317	-0,314	-0,3175
6	$0,7875 D_1$		-0,325	-0,306	-0,308	-0,316	-0,31	-0,31
7	$0,906 D_1$		-0,32	-0,304	-0,308	-0,316	-0,39	-0,314
8	$0,025 D_1$		-0,318	-0,299	-0,307	-0,312	-0,305	-0,308
9	$0,519 D_1$		-0,326	-0,313	-0,317	-0,31	-0,31	-0,313
10	$0,6375 D_1$		-0,3265	-0,308	-0,313	-0,318	-0,315	-0,316

$D_1 = 80$  мм;  $D_2 = 150$  мм;  $F_1 : F_2 = 0,484$

$i$	$r$	$Re$	$1.58 \cdot 10^5$	$1.895 \cdot 10^5$	$1.94 \cdot 10^5$	$2.10 \cdot 10^5$
0	$0,5 D_1$		-0,439	-0,44	-0,441	-0,447
1	$0,6375 D_1$		-0,366	-0,361	-0,358	-0,365
2	$0,7875 D_1$		-0,363	-0,356	-0,356	-0,36
3	$0,906 D_1$		-0,36	-0,355	-0,354	-0,359
5	$0,6375 D_1$		-0,3595	-0,358	-0,357	-0,363
6	$0,7875 D_1$		-0,359	-0,356	-0,355	-0,358
7	$0,906 D_1$		-0,36	-0,356	-0,353	-0,358
9	$0,519 D_1$		-0,358	-0,358	-0,357	-0,358
10	$0,6375 D_1$		-0,365	-0,36	-0,36	-0,365

b)  $D_1 = 80$  мм;  $D_2 = 120$  мм;  $F_1 : F_2 = 0,445$

$i$	$r_i$	$Re$	$1.70 \cdot 10^5$	$1.885 \cdot 10^5$	$1.94 \cdot 10^5$	$2.10 \cdot 10^5$	$2.16 \cdot 10^5$
0	$0,5 D_1$		-0,502	-0,498	-0,50	-0,505	-0,505
1	$0,6375 D_1$		-0,425	-0,498	-0,432	-0,426	-0,432
5	$0,6375 D_1$		-0,418	-0,422	-0,426	-0,419	-0,429
9	$0,519 D_1$		-0,419	-0,428	-0,433	-0,423	-0,428
10	$0,6375 D_1$		-0,429	-0,425	-0,43	-0,43	-0,43
11	$0,6375 D_1$		-0,429	-0,427	-0,43	-0,43	-0,43

Таблица

*Кофициенти на пада на налягането по стената на тръбопровода в участъка на внезапното разширение (схемата на тръбопроводите е показана на фиг. 4)*

a)  $F_1 = F_2 = 0,198$ ;  $L_k = 21,8$ ;  $D_2 = 21,8$ ; ( $D_1 = 80$  мм,  $D_2 = 180$  мм)

$R_e \cdot 10^5$	$I_i : L_k$	0,00636	0,042	0,1092	0,2081	0,333	0,394	0,466	0,693	1,0
1,88	-0,0975	-0,1	-0,298	-0,42	-0,427	-0,426	-0,425	-0,405	-0,386	
1,905	-0,089	-0,093	-0,319	-0,389	-0,395	-0,392	-0,39	-0,4	-0,385	
1,915	-0,094	-0,097	-0,288	-0,406	-0,411	-0,412	-0,411	-0,398	-0,384	
2,003	-0,093	-0,095	-0,318	-0,396	-0,4	-0,402	-0,397	-0,399	-0,386	
2,04	-0,099	-0,103	-0,3	-0,426	-0,434	-0,434	-0,429	-0,398	-0,384	
2,075	-0,0963	-0,101	-0,291	-0,415	-0,422	-0,422	-0,416	-0,397	-0,-	
2,084	-0,095	-0,097	-0,296	-0,41	-0,419	-0,419	-0,415	-0,396	-0,386	
$\xi_{cp}'$	-0,096	-0,098	-0,31	-0,408	-0,416	-0,415	-0,413	-0,4	-0,385	

b)  $F_1 : F_2 = 0,445$ ;  $L_k = 21,8$ ;  $D_2 = 21,8$ ; ( $D_1 = 80$  мм,  $D_2 = 120$  мм)

$R_e \cdot 10^5$	$I_i : L_k$	0,0191	0,065	0,103	0,245	0,313	0,473	0,690	0,840	1,00
1,5	-0,07	-0,337	-0,447	-0,56	-0,556	-0,547	-0,532	-0,51	-0,495	
1,88	-0,0705	-0,337	-0,455	-0,543	-0,537	-0,529	-0,516	-0,50	-0,497	
1,885	-0,07	-0,332	-0,445	-0,55	-0,555	-0,54	-0,527	-0,505	-0,494	
1,94	-0,07	-0,338	-0,45	-0,558	-0,554	-0,546	-0,534	-0,513	-0,493	
2,159	-0,069	-0,339	-0,447	-0,555	-0,546	-0,534	-0,512	-0,501	-0,494	
2,165	-0,07	-0,339	-0,452	-0,562	-0,56	-0,55	-0,535	-0,514	-0,496	
$\xi_{cp}'$	-0,07	-0,337	-0,45	-0,555	-0,55	-0,545	-0,525	-0,508	-0,493	

(Режимната характеристика  $Re$  е определена по средната скорост на потока във входното сечение с площ  $F_1$ )

## ЛИТЕРАТУРА

1. Патрашев, А. Н.: Гидромеханика. Военно-морское издательство, Москва, 1953.

Поступила на 6. XII. 1973 г.

**ÜBER DIE CHARAKTERISTIKEN EINES  
ENTWICKELTEN TURBULENTEN FLUSSES IM BEZIRK  
DER PLÖTZLICHEN AUSWEITUNG**

Iw. S. Iwanow

(ZUSAMMENFASSUNG)

Versuchsweise sind einige Charakteristiken des Stromes in zylindrischen Druckrohrleitungen im Bezirk plötzlichen Übergangs von einem kleineren zu einem größeren Querschnitt erforscht. Auf Grund der erzielten Gesetzmäßigkeiten, als Grenzbedingungen angenommen, wird eine Formel für die Dissipation der Energie in dem Bezirk des plötzlichen Übergangs sowie eine empirische Formel für die Länge der Stabilisation des Flusses nach dem plötzlichen Übergang aufgestellt. Die Formel für die Dissipation der Energie berücksichtigt die spezifischen Besonderheiten der Druckverteilung im Querschnitt der plötzlichen Erweiterung.